

噴霧気流中におかれた加熱円柱からの熱伝達に関する研究

著者	傅 武 雄
号	935
発行年	1983
URL	http://hdl.handle.net/10097/9671

氏 名	Fu 傳	Wu 武	Shung 雄
授 与 学 位	工 学 博 士		
学 位 授 与 年 月 日	昭 和 59 年 3 月 27 日		
学 位 授 与 の 根 拠 法 規	学 位 規 則 第 5 条 第 1 項		
研 究 科 , 専 攻 の 名 称	東 北 大 学 大 学 院 工 学 研 究 科 (博 士 課 程) 機 械 工 学 専 攻		
学 位 論 文 題 目	噴 霧 気 流 中 に お か れ た 加 熱 円 柱 か ら の 熱 伝 達 に 関 す る 研 究		
指 導 教 官	東 北 大 学 教 授 相 原 利 雄		
論 文 審 査 委 員	東 北 大 学 教 授 相 原 利 雄	東 北 大 学 教 授 大 塚 芳 郎	
	東 北 大 学 教 授 武 山 斌 郎	東 北 大 学 教 授 大 谷 茂 盛	
	東 北 大 学 教 授 永 井 伸 樹		

論 文 内 容 要 旨

噴霧気流熱伝達が単相気流のそれと比べて格段に優れた性能の得られる理由は、気相による対流冷却のほかに、分散懸濁状態で搬送されて来た液滴群の衝突による顕熱冷却と液滴の連続衝突によって物体面上に形成される極めて薄い液膜の蒸発冷却とが加わるためである。その伝熱機構は、多数の物理因子が複雑に関与するため、各因子の寄与の度合を全て実験的に解明しようとすれば、かなり大規模なものとなる。本論文は、主として水・空気系の鉛直下降噴霧気流中におかれた水平等温円柱まわりの流動とその熱伝達特性について、関連諸因子の寄与を数値解析によって明らかにしたものであって、全編6章よりなる。

第1章は序論である。

第2章では、無重力場の一様噴霧気流に直交しておかれた円柱と平板について、遠後流効果を考慮した Kiyas-Arie のポテンシャル理論を用いて気相流線を求め、液滴の飛行軌跡の解析を行い、均一滴群の衝突速度や局所部分捕集効率を求めた。更に主流中の液滴群の粒度分布に Rosin-Rammler 分布を仮定し、物体衝突時の粒度分布や全捕集効率に及ぼす諸因子の影響を明らかにし、それに基づいて均一滴群と見なした場合の等価直径も提案した。

得られた結果を要約すれば

(1) 図1に示す様に、局所部分捕集効率 η_c は大径滴ほど良好であるが、その分布傾向は物体形状によって全く異なり、円柱の場合にはよどみ点から離れるほど η_c は小さく、平板の場合にはよどみ点から離れるほど η_c は大きくなる。

(2) 主流中の液滴群の粒度について Rosin - Rammler 分布を仮定した解析によれば、液滴の物体衝突時の粒度分布は、図2に示す様に円柱、平板のいずれについても粒度特性数が小さいほど、また同一液滴群については小径滴ほど、主流の粒度分布との差異が著しくなる。

(3) 物体まわりの気相流におけるはく離の有無が局所部分捕集効率に及ぼす影響を吟味した結果、図3に示す様に円柱の場合はその影響はきん少であるが、平板の場合特に小径滴の場合にはその影響は無視できないほど大きい。

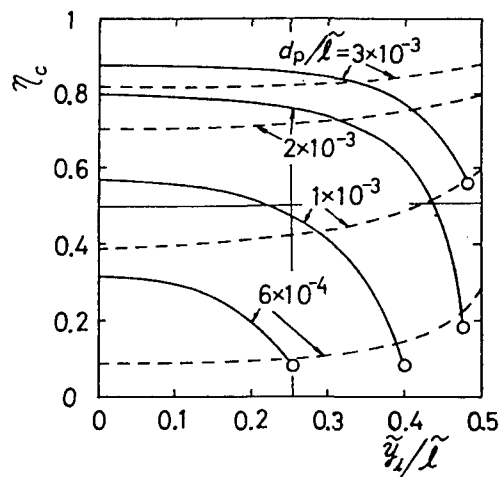


図1 局所部分捕集効率 η_c の分布に及ぼす液滴径 d_p の影響
(..... 平板, ——— 円柱, ○印は円柱の衝突限界点)

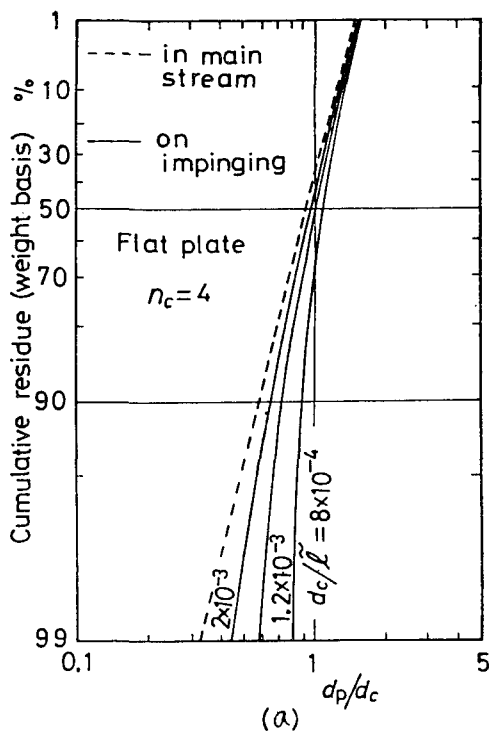


図2 主流および平板衝突時の液滴の粒度分布 ($n_c = 4$)

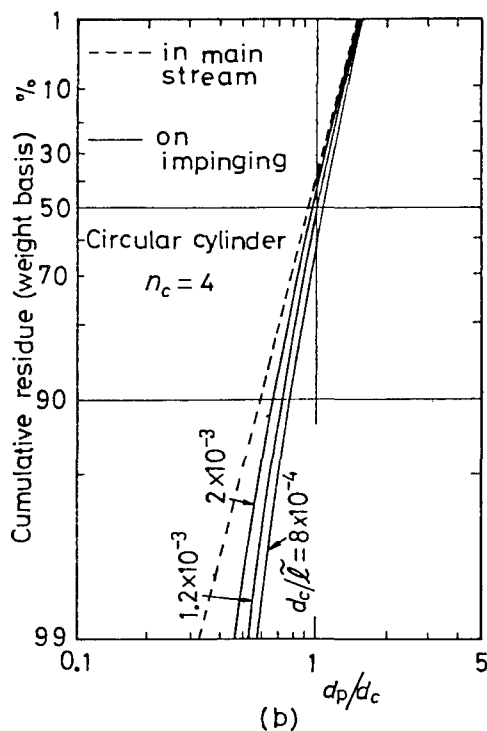


図2 主流および円柱衝突時の液滴の粒度分布 ($n_c = 4$)

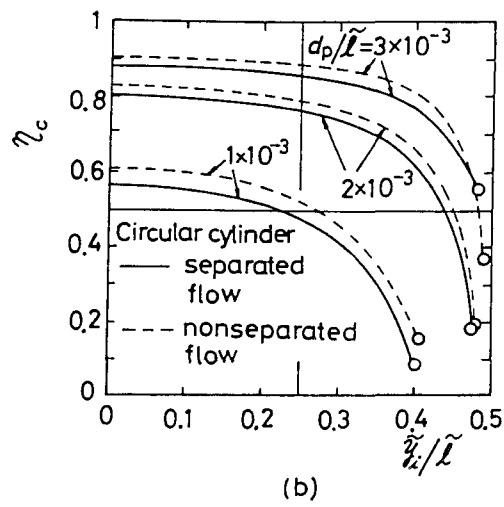
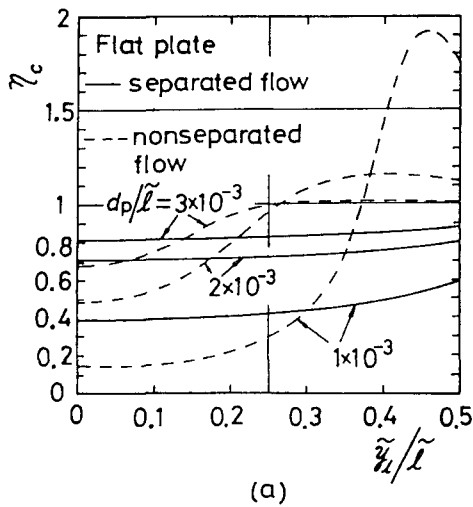


図3 流れのはく離が局所部分捕集効率 η_c に及ぼす影響

第3章では、鉛直下降噴霧気流中に設置された水平円柱を取りあげ、流路壁によるブロッキング効果と重力の影響を考慮し、流れ場を遠上流領域と近上流領域とに分割して、前章と同様な解析を行った。まず遠上流領域について、液滴の飛行開始条件が液滴の最終速度とその到達距離に及ぼす影響を明らかにした。ついで近上流領域における液滴の飛行軌跡・衝突速度、局所部分捕集効率などについて数値計算を行った。更に主流中の液滴群の粒度に Rosin-Rammler 分布を仮定し、円柱衝突時の粒度分布や局所全捕集効率に及ぼす諸因子の影響を明らかにすると共に、等価直径の提案も行っている。

得られた結果を要約すれば

(1) 遠上流領域における液滴飛行開始点から停止距離の15倍下流で、円柱上流10直径の位置を計算開始点とし、その点における液滴速度と気相速度とが等しいものとして液滴軌跡を計算すれば、衝突限界軌跡の値は誤差2%以内に収まることがわかった。

(2) 図4に示す様に、滴径が大なるほど局所部分捕集効率の値は大きくなり、同時に流れのブロッキングの影響が薄れて行く。ただし、ブロッキング比の大きい方が捕集効率は若干良好である。

(3) 図5から分かる様に、局所全捕集効率は粒度特性数が大なるほど良好で、均等数が

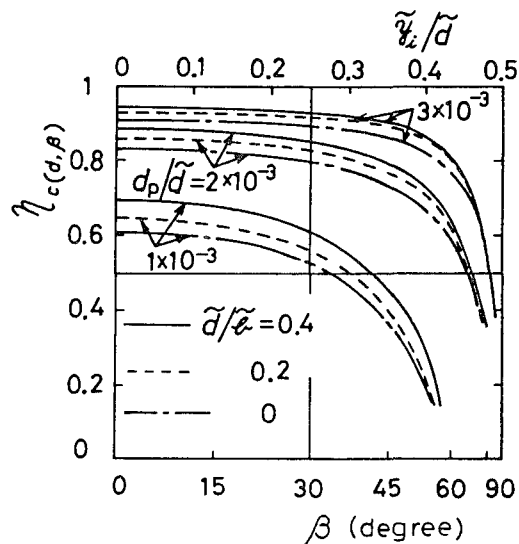


図4 局所部分捕集効率に及ぼすブロッキング比 \tilde{a}/\tilde{b} および滴径 d_p の影響 (ただし $\tilde{a}/\tilde{b}=0$ は無重力場の解(第1章))

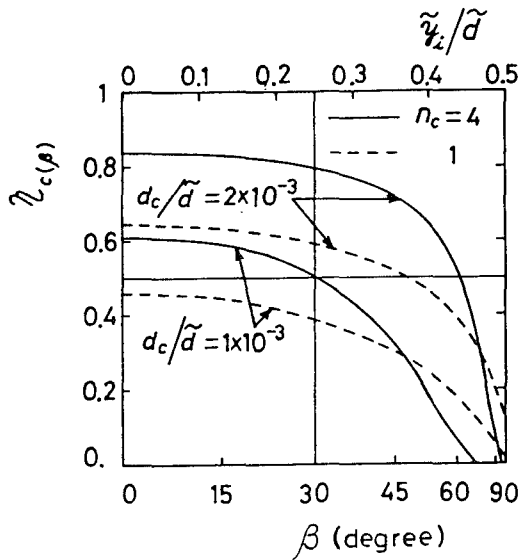


図5 局所全捕集効率 $\eta_c(\beta)$ に及ぼす均等数 n_c および粒度特性数 d_c の影響

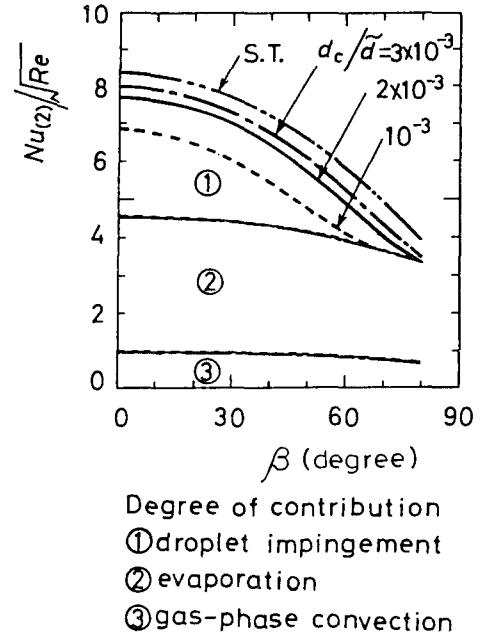


図6 噴霧気流の局所ヌセルト数 $Nu(2)$ (太線)と主要伝熱成分(細線)の寄与
[$n_c = 3$, $M = 10^{-2}$, $\Delta T_w = 30 \text{ K}$]

小なるほどその分布は一様化する。

第4章では、相対湿度100%の鉛直下降噴霧気流中におかれた水平等温円柱の熱伝達について、液滴の粒度分布と飛行軌跡を考慮して、下記の気相境界層方程式(1)～(4)と液膜方程式(5)～(7)を数値解析によって解き、

$$\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

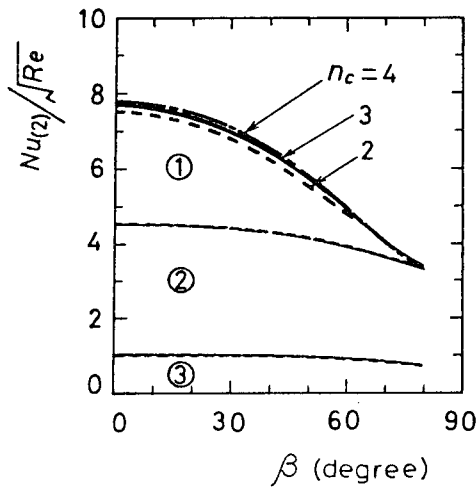
$$\rho_g u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + \rho_g v_g \frac{\partial u_g}{\partial y} = \rho_g u_{e(x)} \frac{\partial u_{e(x)}}{\partial x} + \mu_g \frac{\partial^2 u_g}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$c_g \rho_g u_g \frac{\partial T_g}{\partial x} + c_g \rho_g v_g \frac{\partial T_g}{\partial y} = \lambda_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial \omega_g}{\partial x} + \rho_g v_g \frac{\partial \omega_g}{\partial y} = \rho_g D_g \frac{\partial^2 \omega_g}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

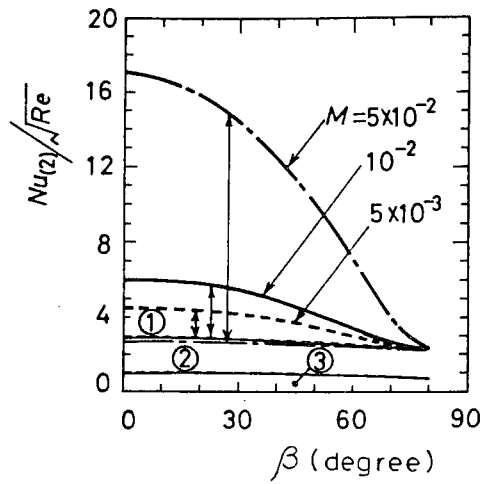
$$G_{p\infty} \eta(\beta) \cos \beta - \rho_l \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^{\delta_l} u_l dy \right) = G_e \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \tau_w = & \rho_g \delta_l u_{e(x)} \frac{\partial u_{e(x)}}{\partial x} + g \sin \beta \delta_l \rho_l + \tau_{gi} \\ & + G_{p\infty} \cos \beta \int_{(d_p)_{\min}}^{(d_p)_{\max}} (\eta(d, \beta) f_w(d) \vec{v}_{pi}(\alpha, \beta) \cos \alpha) d(d_p) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$



Degree of contribution
 ① droplet impingement
 ② evaporation
 ③ gas-phase convection

$\Delta T_w = 30 \text{ K}$, $d_c/\tilde{d} = 2 \times 10^{-3}$, $M = 10^{-2}$
 図7 噴霧気流の局所ヌセルト数 $Nu_{(2)}$ (太線)と主要伝熱成分(細線)の寄与



Degree of contribution
 ① droplet impingement
 ② evaporation
 ③ gas-phase convection

$\Delta T_w = 10 \text{ K}$, $d_c/\tilde{d} = 2 \times 10^{-3}$, $n_c = 3$
 図8 噴霧気流の局所ヌセルト数 $Nu_{(2)}$ (太線)と主要伝熱成分(細線)の寄与

$$\dot{q}_{w(2)} = h_{g(1)} (T_i - T_g) + G_e r_i + G_{p\infty} \cos \beta \eta(\beta) c_\ell (T_i - T_\infty) \quad (7)$$

質量流量比や温度差と共にそれらが噴霧気流熱伝達に及ぼす影響を明らかにした。更に主要伝熱成分としての気相の対流冷却効果、液膜の蒸発冷却効果および衝突液滴の顕熱冷却効果が噴霧気流熱伝達に寄与する度合を定量的に明らかにし、液膜のドライアウトが噴霧気流熱伝達に及ぼす影響を吟味した。

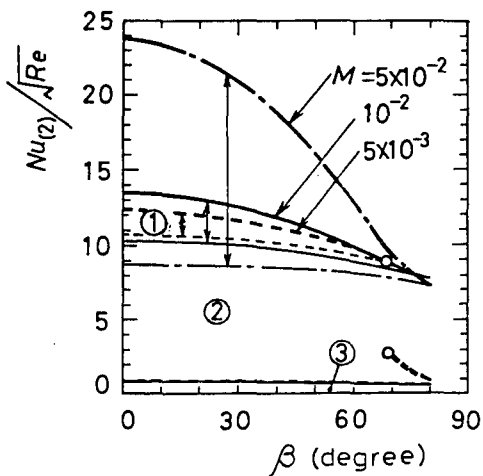
得られた結果を要約すれば

(1) 図6に示す様に、粒度特性数 d_c が大なるほど衝突液滴量も多くなるため、突入液滴による顕熱成分の増大と共に、噴霧気流時の局所ヌセルト数 $Nu_{(2)}$ も増進することが明らかとなった。

(2) Rosin-Rammler 分布を有する液滴群の代表直径として粒度特性数 d_c を選び、それを固定した場合には、粒度分布の分散を支配する均等数 n_c の影響は図7の様にきん少であることがわかった。

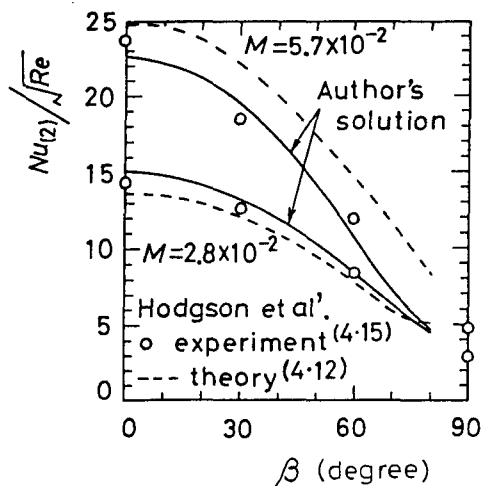
(3) 温度差 ΔT_w が10 K の場合には蒸発による伝熱成分が小さいので、顕熱成分を支配する質量流量比 M が $Nu_{(2)}$ に及ぼす影響は図8の様に極めて大きいことがわかった。

(4) 図9は高温温度差 ($\Delta T_w = 60 \text{ K}$) の場合について、局所ヌセルト数に及ぼす質量流量比 M の影響を示したものである。この場合、蒸発成分の占める割合が図8に比べて大きくなるため、局所



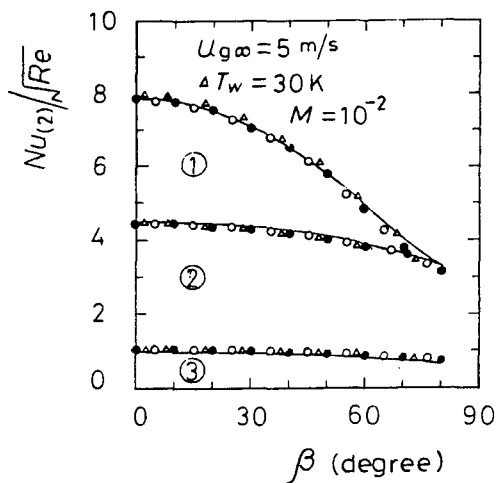
Degree of contribution
 ① droplet impingement
 ② evaporation
 ③ gas-phase convection

△ $T_w=60\text{ K}$, $d_c/\tilde{d}=2\times 10^{-3}$, $n_c=3$
 図9 噴霧気流の局所ヌセルト数 $Nu(2)$ (太線)と主要伝熱成分(細線)の寄与



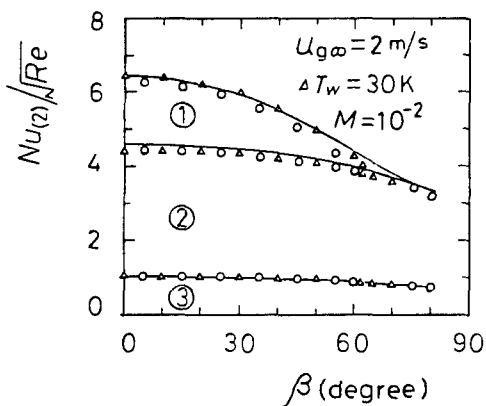
	Authors	Hodgson et al.		Authors	Hodgson et al.
\tilde{d}	0.05 m	0.076 m	d_p/\tilde{d}	2×10^{-3}	2×10^{-3}
$U_{g\infty}$	5 m/s	6.1 m/s	T_w	316 K	316 K
\tilde{d}/\tilde{b}	0.4	0.25	T_∞	299 K	299 K

図10 本数値解とHodgsonらの実験値および理論値との比較



Degree of contribution
 ① droplet impingement
 ② evaporation
 ③ gas-phase convection

図11 近似値と厳密解との比較
 $n_c=3$, $d_c/\tilde{d}=2\times 10^{-3}$, $\tilde{d}/\tilde{b}=0.4$
 • 等価直径 d_e ; ○ 体面積平均径 \tilde{d}_s ; △ 重量平均径 \tilde{d}_w ; — 厳密解



Degree of contribution
 ① droplet impingement
 ② evaporation
 ③ gas-phase convection

図12 近似値と厳密解との比較
 $n_c=3$, $d_c/\tilde{d}=2\times 10^{-3}$, $\tilde{d}/\tilde{b}=0.4$
 • 等価直径 d_e ; ○ 体面積平均径 \tilde{d}_s ; △ 重量平均径 \tilde{d}_w ; — 厳密解

ヌセルト数に及ぼす M の影響は相対的に小さくなる。またドライアウト域は、図示の様に下流側から発生し、ドライアウト開始点前後で局所ヌセルト数が不連続に急減する可能性のあることを示唆した。

(5) 本章の数値解はHodgson らの実験値と良く一致した(図10)。しかしHodgson らの理論値は液滴の等速直線飛行と液膜の非蒸発を仮定しているため、質量流量比の大きい場合には、著者らの数値解に比べて、過大な結果を与えることを明らかにした。

現場の技術者にとって、前章の厳密解を随時求める事は必ずしも容易ではない。従って実用的観点からすれば、推算精度は若干落ちてでも、噴霧気流熱伝達率の近似値を容易に推算できる簡便な計算法の開発も必要であろう。第5章ではこの目的に応じて、簡便な推算法を2種類提案している。図11と12はその計算例であるが、図示の様にいずれも実用上支障ない程度の精度を有している。

第6章は結論である。

審 査 結 果 の 要 旨

気体流による高温面の冷却に際し、気流中に微量の水滴群を懸濁させた噴霧気流を利用すると、その熱伝達特性は気流のみの場合に比べ格段に向上させることができる。しかしその伝熱機構は多数の物理因子が複雑に関与するため、各因子の寄与の度合を全て実験的に解明しようとすれば、かなり大規模な実験を行う必要がある。本論文は、水・空気系の鉛直下降噴霧気流中に置かれた水平等温円柱まわりの流動とその熱伝達特性について、関連諸因子の寄与の度合を理論的に明らかにしたものであって、全編6章よりなる。

第1章は緒論である。

第2章では、無重力場の一様噴霧気流に直交して置かれた円柱と有限平板まわりの気相流や、水滴の飛行軌跡と物体衝突速度について、遠後流効果を考慮した数値解析を行い、更に遠上流での水滴粒度にRosin-Rammler分布を仮定して物体面上での局所部分捕集効率や衝突粒度分布を求め、円柱の場合には気相流のはく離の影響が小さいことを明らかにした。

第3章では、鉛直下降噴霧気流中に置かれた水平円柱について、流路壁によるブロックage効果と重力の影響を考慮して前章と同様な数値解析を行い、水滴の衝突速度や衝突粒度分布、局所部分捕集効率に及ぼす水滴の飛行開始条件、気流速度、ブロックage比、重力、水滴群の粒度分布や懸濁開始位置などの影響を明らかにし、更に同一全捕集効率を与える単分散滴群の等価直径を提案している。

第4章では、前章で得た円柱まわりの気相速度分布、水滴の衝突速度分布と局所部分捕集効率を導入し、相対湿度100%の鉛直下降噴霧気流について気相境界相方程式と液膜方程式について数値計算を行い、等温加熱円柱面上の水膜流動とドライアウトの発生、熱・物質伝達特性などに及ぼす温度差、気液の質量流量比、水滴群の粒度分布、水滴軌跡の影響を明らかにした。得られた数値解は、Hodgsonらの実験値と良い一致を見ている。

第5章では、円柱の噴霧気流熱伝達に及ぼす気流速度の影響に触れると共に、局所熱伝達率の簡便な推算法を2種類提案し、多数の試算例について、いずれも実用上支障ない程度の精度を有していることを明らかにした。

第6章は結論である。

以上要するに本論文は、加熱円柱の噴霧気流熱伝達について数値解析を行い、円柱面上の液膜流動と熱・物質伝達に関して多くの新知見を加えたものであって、伝熱工学に寄与するところが少ない。

よって、本論文は工学博士の学位論文として合格と認める。